

---

---

# ТЕПЛОВЫЕ РЕЖИМЫ И НАДЕЖНОСТЬ ПРИБОРОВ И СИСТЕМ

---

---

УДК 536, 621.1

А. Л. ЕМЕЛЬЯНОВ, Е. С. ПЛАТУНОВ

## КИНЕТИКА ИСПАРЕНИЯ КАПЕЛЬ В СИСТЕМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛОАГРУЖЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИБОРОВ

Рассматриваются условия теплообмена капель воды с воздушным потоком в свободном полете. Получены соотношения для оценки продолжительности испарения и охлаждения капли в потоке. Показано, в частности, что время охлаждения капли на два порядка меньше времени ее полного испарения, что позволяет использовать полученные соотношения при выборе режимов работы воздушно-испарительных охлаждающих устройств.

*Ключевые слова:* охлаждение приборов, кинетика испарения капель, теплообмен при испарении.

Одним из наиболее эффективных способов охлаждения теплонагруженных элементов приборов и устройств является их обдув предварительно адиабатно охлажденным на 5—10 К наружным воздухом. Однако при его высокой исходной влажности эффективность охлаждения резко снижается. Поэтому часто в воздушный поток добавляют воду, диспергированную до состояния мелких капель, и этим потоком обдувают соответствующие теплонагруженные элементы приборов. Эффективность теплосъема воздушно-капельного потока при этом резко возрастает не только за счет снижения его температуры до температуры мокрого термометра, но и благодаря интенсивному испарению капель в потоке при бомбардировке ими теплонагруженных металлических поверхностей приборов. Такой способ охлаждения позволяет в несколько раз увеличить коэффициент теплоотдачи, что существенно влияет на конструкцию соответствующих приборов, в частности генераторных ламп, узлов мощных компьютеров, тепловых труб, теплообменников в системах кондиционирования и т. п.

Настоящая статья посвящена анализу кинетики испарения капель воды при их свободном полете в воздушном потоке. Результаты такого анализа позволят сформулировать требования к оптимальному размеру капель в создаваемой воздушно-капельной смеси, чтобы обеспечить ей необходимую тепловую эффективность.

Рассмотрим ситуацию, когда капля воды с начальной температурой  $t_k(0)$  попадает в открытую воздушную среду с температурой  $t_c$ . Температура  $t_c$  и относительная влажность  $\varphi_c$  среды сохраняются, причем влажность  $\varphi_c$  остается ниже насыщенной. Примем для упрощения  $t_k(0) = t_c$ . Опыт показывает, что, несмотря на равенство температур, такая капля оказывается в неравновесном термодинамическом состоянии со средой и начинает испаряться. Первопричиной неравновесности при этом становится скачок парциального давления водяного пара, возни-

кающий вблизи границы „капля—воздушная среда“, так как на самой границе давление водяных паров сохраняется насыщенным для температуры  $t_k(\tau)$  поверхности капли [1].

Процесс испарения капли в рассматриваемых условиях происходит за счет диффузии водяных паров в воздушную среду и сопровождается быстрым охлаждением капли, так как расходуемая на испарение теплота поставляется непосредственно самой каплей. Однако по мере охлаждения между средой и каплей возникает обратный процесс теплообмена, подчиняющийся закону конвекции Ньютона. Поступающая к капле из среды теплота начинает сначала частично, а затем и полностью компенсировать теплоту испарения, благодаря чему температура капли стабилизируется и сохраняется такой до момента ее полного исчезновения.

Количественные закономерности испарения капель воды, принудительно впрыскиваемых в воздушный поток, имеют ряд особенностей, поэтому нуждаются в специальном анализе. Выделим среди них две основные. Во-первых, капля при испарении расходует свою массу и в конечном итоге исчезает. Во-вторых, следует учитывать, что мелкие капли находятся в потоке во взвешенном состоянии и подвержены значительному влиянию сил вязкого трения, поэтому движутся в воздухе с малыми относительными скоростями. Вокруг капли образуется устойчивый ламинарный пограничный слой, практически не искажаемый конвекцией и, тем более, возможной турбулентностью потока, поэтому диффузия пара от капли в среду осуществляется в основном на молекулярном уровне. А это означает, что происходящие при испарении капли тепло- и массообменные процессы остаются близкими к тем, которые имеют место при охлаждении мокрого термометра.

При испарении капли в системе „капля—среда“ действуют два изменяющихся во времени  $\tau$  встречных тепловых потока:

— тепловой поток испарения  $Q_{и}(\tau)$  от капли в среду (подчиняется эмпирическому закону Фика для диффузии):

$$Q_{и}(\tau) = q_{и} \alpha_{м} 4\pi r^2(\tau) [d_k(\tau) - d_c]; \quad (1)$$

— конвективный тепловой поток  $Q_{т}(\tau)$  от среды к капле (подчиняется эмпирическому закону Ньютона для тепловой конвекции):

$$Q_{т}(\tau) = \alpha_{т} 4\pi r^2(\tau) [t_c - t_k(\tau)]. \quad (2)$$

В уравнениях (1) и (2)  $q_{и}$  — удельная теплота испарения воды, Дж/кг;  $\alpha_{м}$  — коэффициент массоотдачи с поверхности капли в среду, кг/(м<sup>2</sup>·с);  $r(\tau)$  — радиус испаряющейся капли (считаем, что капля сохраняет форму шара), м;  $d_k(\tau)$ ,  $d_c$  — влагосодержание воздушной среды на границе с каплей и вдали от нее соответственно;  $\alpha_{т}$  — коэффициент теплоотдачи капли в воздушную среду, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

На начальной стадии испарения капли ее температура и энтальпия быстро снижаются. Поэтому уравнение теплового баланса системы „капля—среда“ в общем случае имеет вид

$$Q_{и}(\tau) = Q_{т}(\tau) - c\rho \frac{4}{3} \pi r^3(\tau) \frac{dt_k}{d\tau}, \quad (3)$$

где  $c$  — удельная теплоемкость капли, Дж/(кг·К);  $\rho$  — плотность воды, кг/м<sup>3</sup>.

Объединяя соотношения (1)—(3), получаем нестационарное дифференциальное уравнение для тепловых потоков:

$$\frac{1}{3} c\rho r(\tau) \frac{dt_k}{d\tau} + q_{и} \alpha_{м} [d_k(\tau) - d_c] - \alpha_{т} [t_c - t_k(\tau)] = 0. \quad (4)$$

Ограничимся упрощенным анализом процесса испарения капли. Для этого воспользуемся тем, что в рассматриваемой задаче температурное изменение энтальпии капли на два порядка меньше скрытой теплоты ее испарения. Следовательно, попадая в воздушный поток, капля очень быстро приобретает психрометрическую температуру, и процесс ее испарения протекает в основном при установившейся температуре.

Итак, на начальной стадии процесс охлаждения капли будем считать подчиняющимся уравнению

$$\frac{1}{3} c \rho r(\tau) \frac{dt_k}{d\tau} + q_n \alpha_m [d_k(\tau) - d_c] = 0, \quad (5)$$

а процесс испарения капли на основной стадии — стационарному уравнению теплового баланса

$$q_n \alpha_m [d_n(t_{пс}) - d_c] = \alpha_t (t_c - t_{пс}), \quad (6)$$

где  $t_{пс}$  — психрометрическая температура капли;  $d_n(t_{пс})$  — влагосодержание насыщенного воздуха при температуре  $t_{пс}$ , причем в уравнениях (5) и (6) всегда выполняется неравенство

$$[d_k(\tau) - d_c] > [d_n(t_{пс}) - d_c].$$

Уравнение (6) совпадает с уравнением теплового баланса мокрого термометра и хорошо исследовано. В частности, в области температур 293—353 К с высокой точностью выполняется соотношение [2]

$$\frac{t_c - t_{пс}}{d(t_{пс}) - d_c} = \frac{q_n \alpha_m}{\alpha_t} \cong 2,5 \cdot 10^3 \text{ К}. \quad (7)$$

Достоверность условия (7) подтверждается экспериментально. Физически это означает, что при испарении капель процессы теплопроводности и диффузии в воздушном потоке имеют общую, сугубо молекулярную тепловую природу.

Для дальнейшего анализа уравнений (5) и (6) необходимы дополнительные сведения [3]. С этой целью рассмотрим процесс переноса испаряющейся воды от капли в виде пара в воздушную среду. При испарении закон изменения массы подчиняется следующему уравнению:

$$\frac{dM}{d\tau} = -4\pi \rho r^2 \frac{dr}{d\tau}. \quad (8)$$

Этот поток массы в виде пара уносится с поверхности капли в воздушную среду. В соответствии с законом Фика имеем

$$\frac{dM}{d\tau} = \alpha_m 4\pi r^2 [d_k(\tau) - d_c]. \quad (9)$$

Соотношения (8) и (9) образуют дифференциальное уравнение, определяющее закономерности переноса массы капли в среду:

$$\rho \frac{dr}{d\tau} + \alpha_m [d_k(\tau) - d_c] = 0. \quad (10)$$

Дифференциальные уравнения (4) и (10) в совокупности определяют все особенности испарения капли в воздушной среде.

Чтобы исследовать начальную стадию испарения капли (стадию охлаждения), подставим уравнение (10) в формулу (5). После преобразований имеем

$$\frac{dt_k}{dr} \cong \frac{3q_n}{c r_0}, \quad (11)$$

где  $r_0$  — начальный радиус капли (учтено, что радиус капли на начальной стадии практически сохраняется).

Соотношение (11) позволяет количественно оценить справедливость допущения о том, что длительность стадии охлаждения мелких капель составляет лишь незначительную часть от общей длительности их испарения в воздушном потоке.

Для оценки длительности стадии испарения капель обратимся к уравнению (6) и преобразуем его с помощью выражения (10). Получаем новое дифференциальное уравнение

$$\frac{dr}{d\tau} + \frac{\alpha_t}{q_n \rho} (t_c - t_{пс}) = 0. \quad (12)$$

Найденное уравнение представляет самостоятельный интерес, так как позволяет определять скорость, а следовательно, и общую длительность испарения находящейся в воздушном потоке капли. Для этого достаточно принять во внимание, что вокруг свободно движущейся в воздушном потоке капли образуется сферический ламинарный пограничный слой, эффективный коэффициент теплоотдачи  $\alpha_T$  которого определяется простым по структуре выражением [1]

$$\alpha_T = \lambda_B / r, \quad (13)$$

где  $\lambda_B$  — коэффициент теплопроводности воздуха.

После подстановки в (12) соотношения (13) уравнение, характеризующее испарение капли, приобретает вид

$$r \frac{dr}{d\tau} = - \frac{\lambda_B}{q_{и} \rho} (t_c - t_{пс}). \quad (14)$$

На стадии испарения капли правая часть уравнения остается постоянной (не зависящей от времени  $\tau$ ), поэтому уравнение (14) допускает прямое интегрирование. Из него, в частности, следует, что продолжительность испарения капли  $\tau_{исп}$  может оцениваться с помощью выражения

$$\tau_{исп} = \frac{q_{и} \rho r_0^2}{2\lambda_B (t_c - t_{пс})}. \quad (15)$$

В качестве примера оценим продолжительность начального охлаждения  $\tau_{охл}$  и последующего испарения  $\tau_{исп}$  капли с начальным радиусом  $r_0 = 0,1$  мм, если она находится в воздушном потоке с температурой  $t_c = 308$  К и приобретает при испарении психрометрическую температуру  $t_{пс} = 298$  К. При удельной теплоте испарения воды  $q_{и} \cong 2,3 \cdot 10^6$  Дж/кг, ее удельной теплоемкости  $c = 4,2 \cdot 10^3$  Дж/(кг·К) и плотности  $\rho = 10^3$  кг/м<sup>3</sup> теплопроводность воздуха составляет  $\lambda_B = 0,023$  Вт/(м·К); из соотношения (15) получим общую продолжительность испарения капли  $\tau_{исп} = 50$  с.

Для оценки продолжительности охлаждения капли  $\tau_{охл}$  следует еще раз обратиться к уравнениям (5), (6) и учесть, что второй член уравнения (5) по мере охлаждения капли плавно уменьшается, причем его предельное значение определяется уравнением (6). Поэтому при оценке величины  $\tau_{охл}$  вместо уравнения (5) можно воспользоваться уравнением

$$\frac{1}{3} c \rho r_0 \frac{dt_k}{d\tau} + \alpha_T (t_c - t_{пс}) = 0 \quad (16)$$

и учесть, что на стадии охлаждения  $\alpha_T \cong \lambda_B / r_0$ .

Из уравнения (16) следует, что время, за которое капля на стадии охлаждения успеет достигнуть психрометрической температуры  $t_{пс}$ , т.е. изменить свою температуру на величину  $(t_c - t_{пс})$ , можно приближенно определить с помощью соотношения

$$\tau_{охл} = \frac{c \rho r_0}{3\lambda_B}. \quad (17)$$

Из выражения (17) получаем, что в рассматриваемом примере продолжительность охлаждения капли близка к  $\tau_{охл} = 0,6$  с, т.е. практически на два порядка меньше продолжительности ее полного испарения, что согласуется с априорными оценками.

Таким образом, при оценках продолжительности охлаждения и полного испарения капель воды, впрыскиваемых в воздушный поток, вполне могут использоваться полученные расчетные выражения (17), (15), из которых четко видно, что время „жизни“ впрыскиваемых в воздушный поток капель воды оказывается обратно пропорциональным их начальному радиусу. В частности, капли с начальным радиусом  $r_0 = 0,01$  мм испаряются в потоке за время  $\tau_{исп} \cong 0,5$  с.

Найденные выше закономерности испарения капель могут быть использованы при выборе конструкции и режима работы воздушно-испарительных и охлаждающих устройств теплонагруженных элементов приборов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 488 с.
2. Кафаров В. В. Основы массопередачи. Системы газ—жидкость, пар—жидкость, жидкость—жидкость. М.: Высш. школа, 1979.
3. Кондратьев Г. М., Дульнев Г. Н., Платунов Е. С., Ярышев Н. А. Прикладная физика: Теплообмен в приборостроении. СПб: СПбГУ ИТМО, 2003. 560 с.

#### *Сведения об авторах*

- Анатолий Леонович Емельянов** — канд. техн. наук, доцент; Санкт-Петербургский государственный университет низкотемпературных и пищевых технологий, кафедра кондиционирования воздуха; E-mail: info@petroclime.ru
- Евгений Степанович Платунов** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский государственный университет низкотемпературных и пищевых технологий, кафедра физики

Рекомендована кафедрой  
физики

Поступила в редакцию  
16.12.09 г.